

14,08

Дисперсия автоволн локализованной пластичности в активных деформируемых средах

© Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова

Институт физики прочности и материаловедения СОРАН,
Томск, Россия

E-mail: lbz@ispms.ru

Поступила в редакцию 5 марта 2024 г.

В окончательной редакции 2 октября 2024 г.

Принята к печати 2 октября 2024 г.

Рассмотрена выполнимость упругопластического инварианта и эволюция законов дисперсии для последовательных стадий деформационного упрочнения линейного, параболического деформационного упрочнения и стадии предразрушения. Предложено единообразное описание процесса пластического течения на разных стадиях деформационного процесса. Сформулированы основные модельные представления, связывающие микроскопические механизмы дислокационной деформации со свойствами активной деформируемой среды, способной генерировать соответствующие автоволновые моды локализованного пластического течения.

Ключевые слова: деформация, пластичность, автоволны, дисперсия, активная среда.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59346.42

1. Введение

Проблема многоуровневого описания процессов пластического течения возникает из необходимости согласования микроскопических масштабов традиционных дислокационных моделей процессов с макроскопическими особенностями типа полос Людерса и шейки разрушения. Разнообразие применяемых для этих целей подходов породило множество попыток поиска связи между масштабами. Хорошо известен, например, анализ много-масштабности при ударных воздействиях на материалы [1]. Успешные попытки решения такого рода задач в рамках градиентной теории пластичности предприняты в работе [2], а автор [3] рассмотрел структурные аспекты многомасштабности процесса пластического течения. В большинстве случаев удавалось установить необходимые связи между масштабами процесса только на основе достаточно сильных предположений о характере процессов течения.

Автоволновая механика неоднородной пластической деформации [4] позволяет объяснить главные закономерности пластического течения. В ее основе лежит представление о том, что деформируемая среда является активной, то есть, содержит распределенные по объему источники энергии [5]. По этой причине среда становится способной генерировать разнообразные автоволновые деформационные процессы (автоволновые моды деформации) [6], служащие механизмами ее самоорганизации. Моды характеризуются экспериментально определяемыми пространственным (длиной λ и временным периодом ϑ) масштабами и тесно связаны со стадиями деформационного упрочнения на зависимости деформирующего напряжения от деформации $\sigma(\epsilon)$ [7]. Существующее однозначное соответствие между стадиями деформационного упрочнения и автоволновыми

модами локализованной пластичности, названное *Принципом соответствия*, было введено и проанализировано ранее [4]. Основой Принципа служат изменения структуры и свойств деформируемой среды, которая эти автоволны порождает.

Вместе с Принципом соответствия важнейшими законами автоволновой теории пластичности являются *Упругопластический инвариант* и *Дисперсионное соотношение* для автоволновых мод [4]. Оба эти закона до настоящего времени были исследованы только для стадии линейного деформационного упрочнения. Цель настоящей работы состоит в выяснении возможностей их использования на других стадиях и масштабах процесса пластического течения с учетом свойств и структуры деформируемых сред и способности генерировать автоволновые моды локализованной пластической деформации.

2. Упругопластический инвариант автоволновой деформации

В автоволновой модели пластичности Упругопластическому инварианту отводится роль основного уравнения [4]. Для стадий линейного деформационного упрочнения и легкого скольжения в монокристаллах, когда $\sigma \sim \epsilon$, инвариант определяется как отношение

$$\frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} = \hat{Z} \approx \frac{1}{2}. \quad (1)$$

которое связывает характеристики упругих волн (межплоскостное расстояние λ и скорость поперечного звука V_t) с характеристиками автоволн локализации пластического течения (длиной λ и скоростью распространения V_{aw}). Следствия из инварианта описывают

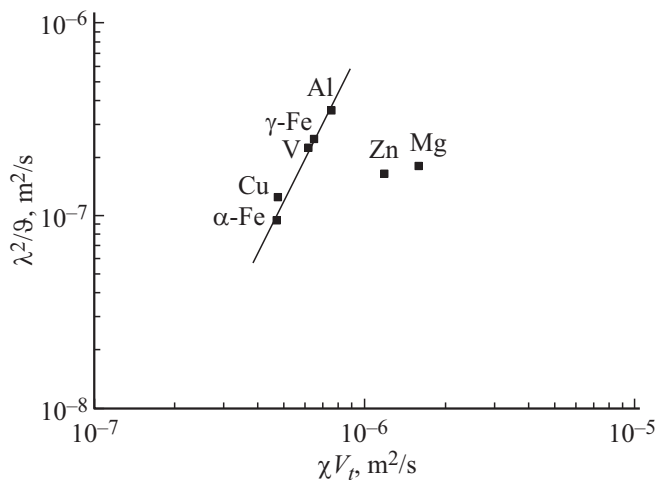


Рис. 1. Проверка выполнения инвариантности для стадии параболического деформационного упрочнения.

основные закономерности пластического течения. Важность инварианта (1) требует обсудить возможность его применения для других стадий деформационного процесса, в частности, для параболического деформационного упрочнения и предразрушения.

Основная трудность применения инварианта (1) для стадии параболического деформационного упрочнения, где $\sigma \sim \epsilon^n$, $n = 1/2$ состоит в том, что характерная для этой стадии автоволновая мода есть стационарная диссипативная структура, для которой $V_{aw} = 0$ [4]. Чтобы использовать в этом случае соотношение (1), можно ввести эффективную скорость $V_{aw}^{(ef)} \neq 0$. Для этого, используя соотношения $V_i \approx 2\chi\omega_D$ и $\hbar\omega_D = k_B\theta_D$, в которых k_B — постоянная Больцмана, а θ_D — дебаевский параметр (дебаевская температура), а ω_D — дебаевская частота, запишем правую часть уравнения (1) как $1/2\chi V_i = \chi^2\omega_D$ и получим

$$\lambda V_{aw} \approx \frac{1}{2} \chi V_i \approx \frac{\chi^2 k_B \theta_D}{\hbar}, \quad (2)$$

где эффективная скорость

$$V_{aw}^{(ef)} = \frac{(\lambda V_{aw})}{\lambda} \approx \frac{k_B \theta_D}{2\hbar} \frac{\chi^2}{\lambda} \approx \omega_D \frac{\chi^2}{\lambda}. \quad (3)$$

Для стадии параболического деформационного упрочнения и формирования стационарной диссипативной структуры она описывает прирост деформации внутри очага активного пластического течения за счет роста плотности дефектов в нем без макроскопического смещения границ очага.

Из уравнения (3) следует $V_{aw}^{(ef)} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ м/с, что после подстановки в выражение (1) дает $\tilde{Z} = \lambda V_{aw}^{(ef)} / \chi V_i \approx 1.2$. Совпадение этого значения со значением инварианта (1) указывает на возможность его применения в том числе и для стадии параболического деформационного упрочнения. В табл. 1 даны величины

Таблица 1. Проверка применимости инварианта (1) на параболической стадии деформационного упрочнения

Металл	λ	ϑ	$\lambda^2\vartheta^{-1}$	χV_i	$\lambda^2\vartheta^{-1}/\chi V_i$
	$\times 10^3, \text{ m}$	s	$\times 10^7 \text{ m}^2/s$		
V	7.5	250	2.25	6.2	0.36
γ -Fe	5	100	2.5	6.5	0.38
α -Fe	4	170	0.94	4.7	0.2
Cu	5	200	1.25	4.8	0.26
Al	7	140	3.5	7.5	0.46

Таблица 2. Проверка инварианта для стадии предразрушения

Характеристики инварианта	Металлы								
	Mg	D1	Al*	Zr	Ti	V	Al**	α -Fe	
λV_{aw}	$\times 10^7 \text{ m}^2/s$	7.0	11.3	5.5	3.2	1.1	2.4	9.8	1.7
χV_i		15.8	7.5	7.5	11.9	7.9	6.2	7.5	4.7
$\lambda V_{sw}/\chi V_i$		0.45	1.5	0.7	0.25	0.15	0.4	0.1	0.35

Примечание. Al* — крупнозернистый, Al** — мелкозернистый, D1 — дюралюминий (duralumin 17S).

упругопластического инварианта для нескольких металлов, исследованных ранее [4]. Результаты, показанные на рис. 1, приводят (после исключения выпадающих данных для Zn и Mg) к значению $\tilde{Z} = \lambda V_{aw}^{(ef)} / \chi V_i \approx 0.4$, что близко к обсуждавшийся выше величине $\tilde{Z} \approx 1/2$.

Для стадии предразрушения ($\sigma \sim \epsilon^n$, $n < 1/2$), где автоволна локализованной пластичности коллапсирует, анализ $X-t$ диаграмм, также подтвердил справедливость упругопластического инварианта и его применимость на этой стадии процесса. Это подтверждается данными табл. 2, из которых следует, что для этой стадии величина $\tilde{Z} = \lambda V_{aw} / \chi V_i = 0.49 \pm 0.16 \approx 1/2$, что совпадает со значением, установленным для стадии линейного деформационного упрочнения.

Описанные результаты расширили область применения упругопластического инварианта, как основного уравнения автоволновой теории пластичности, на другие стадии пластического течения. Физическая природа инварианта детально обсуждена в работе [4] и здесь рассматриваться не будет, но интересно остановиться на еще одном варианте объяснения, инициированном работой [8]. В ней было показано, что экстремальные значения физических характеристик материалов могут быть оценены при использовании масштабов естественной системы единиц Д. Хартри. Это позволяет выразить коэффициенты основных уравнений физически содержательным образом. Так, например, используя служащий естественным масштабам длины в системе Д. Хартри

Таблица 3. Стадийность пластической деформации (по данным рис. 2)

№	Стадия деформационного процесса	Зависимость деформирующего напряжения от деформации
I	Площадка текучести (деформация Людерса)	$\sigma = \text{const}$
II	Линейное деформационное упрочнение	$\sigma \approx \theta_{II} \varepsilon \sim \varepsilon$
III	Параболическое деформационное упрочнение	$\sigma \approx \theta_{III} \varepsilon^{1/2} \sin \sqrt{\varepsilon}$
IV	Предразрушение	$\sigma \approx \theta_{IV} \varepsilon^n \sim \varepsilon^n; n < 1/2$
V	Вязкое разрушение	$\sigma \rightarrow 0$

боровский радиус атома водорода

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 5.291 \cdot 10^{-11} \text{ m}, \quad (4)$$

удается связать с универсальными константами такие важные характеристики твердого тела, как предельную скорость звука

$$V_s = \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{m}{2M} \right)^{1/2} \quad (5)$$

и дебаевскую частоту

$$\omega_D \approx \frac{E}{\hbar} \left(\frac{m}{M} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

В уравнениях (2), (3) и (4) $\hbar = h/2\pi$ — редуцированная постоянная Планка, e и m — заряд и масса электрона. Масса атома M и энергия связи E характеризуют деформируемую среду.

Это открыло путь к выражению многих характеристик сплошных сред через универсальные физические постоянные. Так, если в уравнении (1) сделать замены $\chi \rightarrow a_0$ и $V_t \rightarrow V_s$, то минимальное значение характеристики автоволны λV_{aw} , названной в [4] параметром пластичности и входящей в упругопластический инвариант (1), составит

$$\lambda V_{aw} = \frac{\chi V_t}{2} \approx \frac{\hbar}{2(mM)^{1/2}}. \quad (7)$$

Рассчитанное по формуле (7) значение $\lambda V_{aw} \approx 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ близко к экспериментально найденным значениям этой величины для изученных до настоящего времени материалов [4] и может интерпретироваться как минимальное значение кинематической вязкости пластически деформируемой среды. Соотношение (7) перспективно для дальнейшего анализа природы упругопластического инварианта.

3. Дисперсия автоволн локализованной пластичности

Естественно ожидать, что каждой автоволновой моде пластического течения, возникающей в ходе деформационного процесса, будет соответствовать специфический

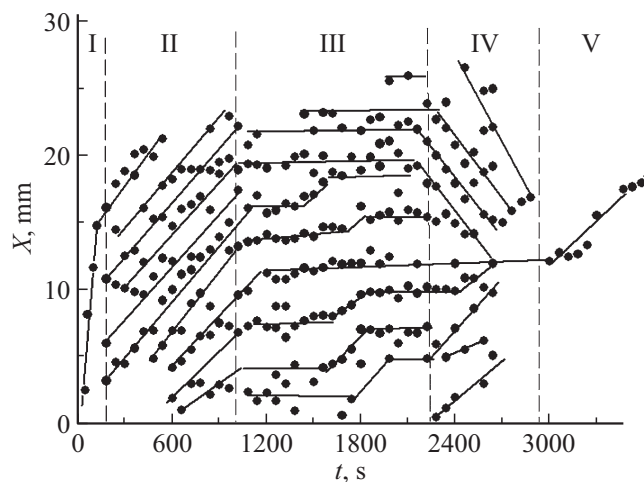


Рис. 2. X–t диаграмма пластической деформации наводороженного поликристаллического сплава Cr–Ni аустенита. Стадии: I — деформация Людерса; II — стадия линейного деформационного упрочнения; III — стадия параболического деформационного упрочнения; IV — стадия предразрушения; V — стадия вязкого разрушения.

закон дисперсии $\omega(k)$, то есть, определенная форма зависимости частоты автоволны $\omega = 2\pi/\vartheta$ от волнового числа $k = 2\pi/\lambda$. Возникающие при деформации автоволновые моды могут быть экспериментально выделены на X–t диаграммах, определяющих зависимость положения очагов локализованной пластичности от времени, как это показано на примере рис. 2 [9], который демонстрирует смену пяти разных стадий пластического течения в соответствии с изменением действующего закона деформационного упрочнения, что проиллюстрировано в табл. 3. Нужные для построения дисперсионных уравнений величины частот и волновых чисел находятся из вертикальных и горизонтальных сечений X–t диаграмм.

Природа дисперсии автоволн локализованной пластичности связана с существованием в деформируемой среде собственных пространственных масштабов, определяемых ее дефектной микроструктурой. По этой причине форма закона дисперсии является важным источником информации о структуре среды и кинетике деформационных явлений в ней. Имея ввиду способность

деформируемой среды последовательно генерировать автоволновые моды [6] при деформировании с постоянной скоростью, для развития автоволновой теории пластической деформации очень важно найти соответствующие каждой стадии пластического течения дисперсионные соотношения $\omega(k)$.

На стадии упругопластического перехода процесс пластического течения нередко реализуется путем развития деформации Людерса, то есть, локализованного перехода от упругого к пластическому состоянию [10] на движущемся с постоянной скоростью фронте полосы Людерса. В этом случае можно считать, что фазовая $V_{ph} = \omega/k$ и групповая $V_{gr} = d\omega/dk$ скорости равны, и

$$V_{aw} = \frac{\omega}{k} = \frac{d\omega}{dk} = \text{const} = a_1. \quad (8)$$

Отсюда следует, что для этой стадии процесса актуален простой линейный закон дисперсии $\omega(k) = a_1 k$, где $a_1 \equiv V_{aw}$ — скорость фронта Людерса.

Для стадии линейного деформационного упрочнения из уравнения (7) следует закон дисперсии автоволны локализованной пластичности. Записав параметр пластичности как $\lambda V_{aw} = \lambda^2/\vartheta$, получаем

$$\lambda V_{aw} = \frac{\lambda^2}{\vartheta} = \frac{(2\pi/k)^2}{2\pi/\omega} = 2\pi \frac{\omega}{k^2} \approx \frac{\hbar}{\sqrt{mM}}, \quad (9)$$

откуда вытекает квадратичное дисперсионное уравнение для этой стадии деформационного процесса

$$\omega(k) = \frac{\hbar}{2\pi\sqrt{mM}} k^2 \sim k^2. \quad (10)$$

Экспериментальная проверка дисперсионного уравнения (10), выполненная на поликристаллическом Al и монокристаллах Cr–Ni аустенита [1], подтвердила его справедливость. Такую же форму дисперсионной зависимости демонстрировали ГЦК монокристаллы на стадиях легкого скольжения [4], для которых также $\sigma \sim \varepsilon$. Выполнение квадратичного закона дисперсии было подтверждено позднее в условиях пластической деформации поликристаллов Cr–Ni-аустенита при пониженных температурах [11]. Во всех перечисленных случаях полученное экспериментальным образом дисперсионное уравнение для линейной стадии процесса имеет вид

$$\omega(k) = a_2 k^2 + a_1 k + \omega_0 = \alpha(k - k_0)^2 + \omega_0, \quad (11)$$

где ω_0 , k_0 и a — эмпирические константы, зависящие от сорта материала.

Стадия параболического деформационного упрочнения характерна тем, что соответствующие ей автоволновые структуры локализованной пластичности внешне похожи на те, которые наблюдаются на стадии линейного деформационного упрочнения, но в этом случае $V_{aw} = 0$. Дисперсионное соотношение для параболической стадии получается из уравнения (11), если положить в нем $k = k_0$. В таком случае $\omega = \omega_0$ что при

условии стационарности наблюдаемой картины сводится к очевидному условию $\omega = 0$. Это же соотношение можно получить, приравняв нулю фазовую и групповую скорость автоволны на этой стадии, то есть, записав

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{\omega}{k} = 0. \quad (12)$$

Это равенство выполняется, если $\omega = 0$, и тогда условие $\omega = 0$ можно считать законом дисперсии автоволны локализованной пластичности на стадии параболического деформационного упрочнения [12].

Для стадий коллапса автоволны локализованной пластичности на стадии предразрушения, а также для скачкообразной пластической деформации закон дисперсии приобретает наиболее сложный кубический характер, то есть, $\omega(k) \sim k^3$. Для случая коллапса данные для закона дисперсии были получены графической обработкой приведенных в работах [4,13] $X-t$ диаграмм для разных металлов и сплавов и представлены на рис. 3, а, б.

Дисперсия при скачкообразной деформации изучалась по данным, представленным на рис. 4, а, где показана зависимость периодичности фронтов локализации от общей деформации поликристаллического Ni, которая имеет экспоненциальную форму. Поскольку ширина фронта полос локализованной деформации почти постоянна в ходе нагружения, то расстояние между одиночными фронтами, равное длине рабочей части образца, может считаться длиной автоволны λ .

Возможность независимого измерения удлинения образца и временного периода в процессе растяжения позволила найти форму закона дисперсии автоволн локализованной пластичности для этой стадии пластической деформации. На рис. 4, а, б показано изменение периода и частоты процесса движения фронтов локализации с ростом общей деформации. Как показано на рис. 4, с, закон дисперсии в этом случае имеет вид $\omega(k) \sim k^3$. По экспериментальным данным, полученным при исследованиях деформации поликристаллов Ni, удалось построить показанные на рис. 4, д зависимости фазовой и групповой скоростей исследуемых автоволн возбуждения от волнового числа. В исследованном интервале волновых чисел $V_{ph} > V_{gr}$.

Деформация на стадии предразрушения при коллапсе автоволны локализованной пластичности некоторыми своими деталями напоминает то, что наблюдается при скачкообразной деформации. Так, например, в финале этой стадии удавалось видеть уединенную, движущуюся с постоянной скоростью зону локализованной пластичности (рис. 2), которая служит аналогом индивидуального движущегося фронта при деформационном скачке.

Таким образом, подводя итог анализу законов дисперсии для возможных автоволновых мод локализованной пластической деформации, можно сказать, что, каждой стадии процесса пластического формоизменения отвечает вполне определенный степенной закон дисперсии. В частности, на стадии деформации Людерса $\omega(k) \sim k$, на стадии линейного деформационного упрочнения $\omega(k) \sim k^2$, на стадии предразрушения (коллапсе

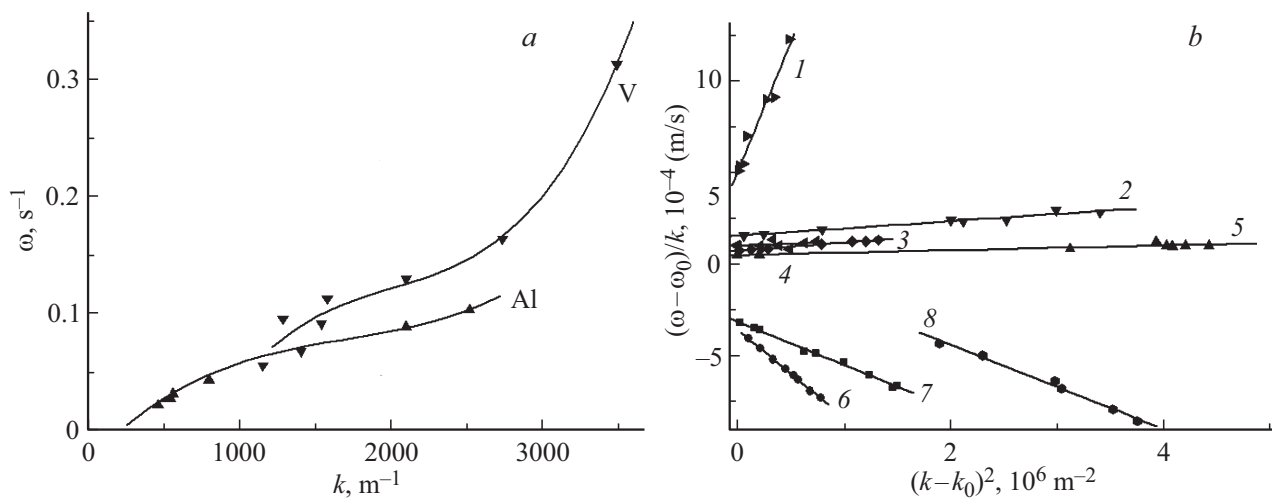


Рис. 3. Дисперсия при коллапсе автоволны локализованной пластичности. Исходные данные для V и Al (a). То же в функциональных координатах: 1 — D1, 2 — V, 3 — Ti, 4 — Mg, 5 — Al (крупнозернистый), 6 — Zr, 7 — FeSi, 8 — Al (мелкозернистый) (b).

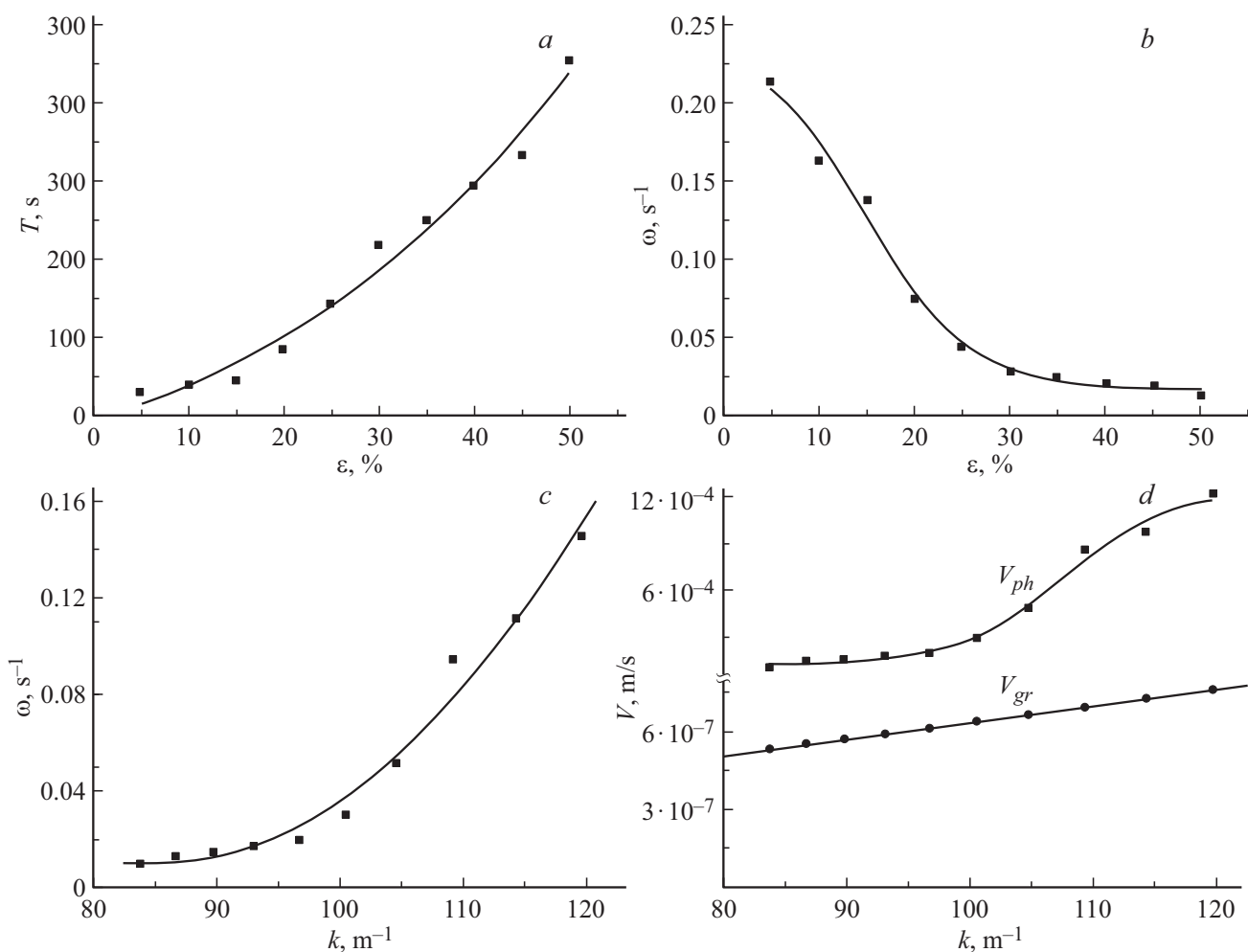


Рис. 4. Зависимость временного периода фронтов деформации (a) и частоты (b) от общей деформации. Закон дисперсии автоволн при скачкообразной деформации (c); зависимость фазовой и групповой скорости распространения автоволн от волнового числа (d).

автоволны локализованной пластичности) $\omega(k) \sim k^3$. Такая же (кубическая) зависимость характерна для скачкообразной деформации. Исключением здесь кажется стадия параболического деформационного упрочнения, для которой $\omega(k) = 0$.

4. Дисперсия автоволн и активные деформируемые среды

Начиная обсуждение полученных результатов, необходимо напомнить, что условием генерации автоволновых процессов в среде является ее активность [14,15]. Уточним смысл этого понятия, используя определение [15], согласно которому „активные среды характеризуются непрерывным рассредоточенным притоком энергии от внешнего источника и ее диссипацией“. Активность деформируемых сред обеспечивается рождением дислокаций и дислокационных ансамблей разной степени сложности [7] при пластическом течении, служащих концентраторами напряжений. Неоднородные упругие поля этих концентраторов, эволюционирующие при деформации, обеспечивают среду рассредоточенными по объему источниками энергии.

Обсуждая смысл законов дисперсии для автоволновых процессов пластического течения в активной деформируемой среде, нужно иметь ввиду два важные обстоятельства. Во-первых, речь идет об учете роли хорошо изученных к настоящему времени [7] микроскопических (дислокационных) механизмов деформационных процессов. Во-вторых, необходимо принимать во внимание, что деформационная кинетика может быть адекватно описана только в рамках теории нелинейных процессов в активных средах [15], которая, к сожалению, до настоящего времени почти не находила непосредственного применения в физической теории пластичности.

На основе анализа дисперсионных соотношений, полученных для разных стадий процесса течения, можно придать закону дисперсии макроскопических автоволн локализованной пластичности обобщенный полиномиальный вид

$$\omega(k) = \omega_0 + a_1k + a_2k^2 + a_3k^3 = \sum_{i=0}^{i=3} a_i k^i, \quad (13)$$

описывающий дисперсию на всех стадиях пластического течения. В общем случае коэффициенты полинома (13) можно определить как

$$a_i = \lambda^{i-1} V_{aw} = \frac{\lambda^i}{\vartheta}, \quad (14)$$

где $V_{aw} = \lambda/\vartheta$, а $i = 0, 1, 2, 3$. Эти коэффициенты, судя по их экспериментально оцененной величине и размерности, могут быть на первом этапе записаны как $a_1 \approx V_{aw} \approx 10^{-4}$ м/с, $a_2 \approx \lambda V_{aw} \approx \hbar/\sqrt{mM} \approx 10^{-6}$ м²/с и $a_3 \approx \lambda^2 V_{aw} \approx 10^{-8}$ м³/с. Приведенные данные указывают на то, что каждой форме закона дисперсии для разных стадий отвечает существование на соответствующих

стадиях деформационного процесса активных деформируемых сред разной природы. Можно полагать, что последняя определяется дислокационными микромасштабными механизмами пластической деформации [7].

Так на стадии площадки текучести ($i = 1$) упругопластический переход (деформация Людерса) реализуется как превращение упруго деформируемой среды в пластически деформируемую. Это превращение состоит в быстром росте плотности подвижных дислокаций, связанном, например, с массовым освобождением дислокаций от блокирующих примесей. Вместе с линейной дисперсией $\omega(k) = \omega_0 + a_1k$ это позволяет считать фронт Людерса автоволной переключения [15], возникающей в бистабильной среде из взаимосвязанных бистабильных элементов с двумя устойчивыми состояниями. Эту роль играют дислокации, находящиеся первоначально в иммобильном (метастабильном) состоянии и переходящие в мобильное (стабильное) состояние после разблокировки в начале пластического течения. Кинетика деформационной автоволны переключения характеризуется постоянной скоростью движения ее фронта вдоль образца и в этом отношении подобна кинетике развития фронта фазового превращения 1-го рода, как отмечалось в [14].

Действующий на стадии линейного деформационного упрочнения ($i = 2$) квадратичный закон дисперсии $\omega(k) = \omega_0 + a_1k + a_2k^2$ соответствует решениям нелинейного уравнения Шредингера [12]. Последнее описывает ход процесса самоорганизации в деформируемой среде, причем в качестве микроскопической основы в этом случае можно использовать последовательность термически активированных элементарных актов пластичности на этой стадии процесса [16]. Автомодельность возникающих деформационных структур указывает на автоколебательный характер среды на этой стадии, а соответствующая автоволновая мода представляет собой фазовую автоволну, для которой справедливо условие постоянства фазы $\omega t - kx = \text{const}$.

Наиболее сложная, кубическая форма закона дисперсии автоволновых процессов обнаружена на стадиях коллапса автоволн локализованной пластичности ($i = 3$) или при скачкообразной деформации. Кубический закон дисперсии (13) отвечает известному уравнению Кортевега–де Вриза [12], которое успешно описывает распространение уединенных импульсов возмущений в активных возбудимых средах [15]. На макроскопическом масштабном уровне пластического течения движение фронта скачкообразной деформации при пластическом течении может рассматриваться как аналог распространения такого импульса. Не исключено, что движение деформационного фронта, сформировавшегося к финалу стадии предразрушения, как это показано на рис. 2 (стадия V), представляет собой событие такого рода.

Наконец, для стадии параболического деформационного упрочнения, когда автоволна локализованной пластической деформации принимает форму стационарной диссипативной структуры, характерен закон дисперсии вида $\omega(k) = \omega_0 = 0$, соответствующий $i = 0$, что

также удовлетворяет уравнению (13). Из его формы ясно, что колебательная компонента автоволнового процесса отсутствует. На дислокационном уровне это может быть объяснено тем, что микроскопические механизмы деформации, состоящие на этой стадии в развитии попереочного скольжения дислокаций, способны обеспечить локальное возрастание и пространственное выравнивание плотности дефектов в деформируемых зонах материала [7]. В этом случае для роста общей деформации не требуется вклада, связанного с макроскопическим смещением границ этих зон, как это обязательно, например, для стадии линейного деформационного упрочнения.

5. Заключение

В работе установлена связь дислокационных и автоволновых представлений о природе пластического течения. Основной признак, по которому осуществлялось такое сопоставление, состоит в термически активированном характере пластического течения [16]. Благодаря этому, пластическая деформация обычно рассматривается как последовательность релаксационных распадов локальных концентраторов напряжений, сопровождающаяся их последующим возникновением при развитии пластического течения. Фактически эта модель, обычная для дислокационных подходов, обеспечивает активность деформируемой среды за счет появления распределенных источников энергии, которыми служат упругие поля концентраторов. Возникновение активной среды той или иной природы, в свою очередь, делает возможной генерацию в ней автоволн локализованной пластичности, а эволюция автоволн определяет кинетику и динамику эволюции деформируемой активной среды. Взаимосогласованность процессов формирования активной среды и генерации в ней автоволн локализованной пластичности объясняет природу Принципа соответствия [4].

Таким образом, именно активность деформируемой среды, вызванная существованием в ней концентраторов упругих напряжений дислокационной природы, становится знаковым признаком деформируемой среды. Активность деформируемой среды позволяет согласовать две альтернативные точки зрения на природу пластического течения. В основе процедуры согласования лежит убеждение в том, что дислокационные и автоволновые взгляды на природу феномена пластичности являются взаимно дополнительные друг другу. Взаимная дополненность формирует новый взгляд на природу пластичности, который состоит в том, что дислокационные механизмы деформации обеспечивают возникновение активных элементов деформируемой среды. Их взаимодействие приводит к генерации автоволновых процессов в среде, а автоволны локализованной пластичности, в свою очередь, формируют макроскопическую неоднородность в пространственном распределении и кинетике деформационных процессов.

Ясно, что в рамках таких соображений один и тот же деформационный процесс при наблюдении высоко-

разрешающими электронно-микроскопическими методами визуализируется в форме известных дислокационных субструктур [7] микроскопического масштаба, а при наблюдении методами, например, цифровой спекл-фотографии регистрируется как макромасштабная автоволновая структура — паттерн локализованной пластичности [4,6]. Изложенная точка зрения на природу деформационного процесса делает возможным согласование микро- и макромасштабов процесса.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема № FWRW-2021-0011.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии у них конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.И. Мещеряков. Многомасштабные ударно-волновые процессы в твердых телах Нестор-История, СПб (2018).
- [2] E.C. Aifantis. *Acta Mech.* **225**, 11, 999 (2014).
<https://doi.org/10.1007/s00707-013-1076-y>
- [3] V.M. Segal, *Mater. Sci. Engng. A.* **406**, 1–2, 205 (2005).
<https://doi.org/10.1016/j.msea.2005.06.035>
- [4] Л.Б. Зуев, Ю.А. Хон, В.В. Горбатенко. *Физика неоднородного пластического течения*. Физматлит, М. (2024).
- [5] А.И. Олемской. Синергетика сложных систем. URSS, М. (2009).
- [6] L.B. Zuev, *Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.*, **76**, 10, 957 (2014).
<https://doi.org/10.3103/S1062873814100256>
- [7] U. Messerschmidt. *Dislocation Dynamics during Plastic Deformation*. Springer, Berlin (2010).
- [8] В.В. Бражкин, УФН, **193**, 11, 1227 (2023).
DOI: <https://doi.org/1.3367/UFNNr.2022.11.039261>.
- [9] Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова, М.В. Надежкин, *Физич. мезомехан.* **25**, 3, 60 (2022).
DOI: 10.55652/1683-805X_2022_25_3_60
- [10] A.C. Iliopoulos, N.S. Nikolaidis, E.C. Aifantis. *Physica A*, **438**, 509 (2015). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physa.2015.07.004>
- [11] Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова, С.В. Колосов. *ФТТ* **92**, 12, 1814 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53748.170-22
- [12] А.М. Косевич, А.С. Ковалев. *Введение в нелинейную физическую механику*. Наукова думка, Киев (1989).
- [13] L.B. Zuev, S.A. Barannikova, V.I. Danilov, V.V. Gorbatenko. *Prog. Phys. Met.*, **22**, 1, 3 (2021).
DOI: <https://doi.org/10.15407/ufm.22.01.003>.
- [14] A. Scott. *Nonlinear Science. Emergence and Dynamic of Coherent Structures*. University Press, Oxford (2003).
- [15] А.Ю. Лоскутов, А.С. Михайлов. *Основы теории сложных систем*. ИКИ, М.—Ижевск (2007).
- [16] D. Caillard, J.L. Martin. *Thermally Activated Mechanisms in Crystal Plasticity*. Elsevier, Oxford, (2003).

Редактор Ю.Э. Кутаев